

венно согласуются с образованием ориентированных цепочек молекул InAs.

Исследования люминесцентных свойств структур с квантовой ямой 120 Å на основе твердого раствора $\text{In}(x)\text{Ga}(1-x)\text{As}$ с тем же средним составом ($x = 0,17$), но представляющего собой: 1) обычный твердый раствор, 2) монослойную (МС) сверхрешетку 1 МС InAs/5 МС GaAs, 3) субмонослойную сверхрешетку 1 Å InAs/5 Å GaAs, показали преимущество субмонослойной сверхрешетки как в эффективности люминесценции, так и в ширине линии излучения.

Эксперименты с длительными остановками роста (до 1000 с) позволили обнаружить, что даже монослойное покрытие InAs, т.е. с толщиной, далекой от критической, нестабильно и трансформируется в InAs-кластеры толщиной 2–3 МС и субмонослойное покрытие остальной поверхности. Субмонослойное покрытие остается стабильным при длительных остановках роста. Эти результаты объясняют превосходство в люминесцентных свойствах структур, выращенных субмонослойной эпитаксией.

С использованием обусловленного напряжением механизма были созданы структуры с квантовыми точками в GaAs-матрице как при выращивании твердых растворов посредством субмонослойной эпитаксии, так и при нанесении чистого InAs. Контроль процесса привел к выводу, что критические толщины в случае InAs/GaAs зависят от отношения In/Ga, а сам процесс формирования может быть существенно заторможен понижением температуры роста.

Прямые наблюдения с помощью трансмиссионной электронной микроскопии показали, что как при выращивании субмонослойной сверхрешетки 1 Å InAs/1 Å GaAs, так и при нанесении чистого InAs с эквивалентной средней толщиной 12–14 Å образуются достаточно упорядоченные системы пирамидальных квантовых точек. Точки имеют основания в форме квадрата с длиной стороны 120–140 Å, ориентированные по направлениям [010] и [001], и высоту около 30 Å.

Поперечное изображение квантовой точки с атомным разрешением свидетельствовало о гладкости на монослойном уровне боковых граней, определяемых плоскостями (320). Оказалось также, что планарная поверхность GaAs восстанавливается после зарастивания точек слоем толщиной 50–70 Å.

В спектрах фотолюминесцентных структур с квантовыми точками наблюдалась интенсивная линия люминесценции, существенно сдвинутая в длинноволновую область по сравнению с положением, ожидаемым для однородной ямы. Максимальная длина волны (1,2 мкм) была получена для структуры со средней толщиной InAs-слоя 12 Å.

Гладкая линия люминесценции с полушириной примерно 2,0 мэВ (при 5 К) при локальном возбуждении структуры электронным пучком превращалась в серию сверхузких (около 0,1 мэВ) линий люминесценции, происходящих из отдельных квантовых точек и сохраняющих свою полуширину при повышении температуры. Приведенный результат является прямым спектроскопическим доказательством дельтаобразной зависимости плотности состояний в квантовых точках.

Эффективность люминесценции структур с квантовыми точками при всех температурах ($1,6 < T < 300$ К) оказалась сравнимой с эффективностью люминесценции

высококачественных GaAs/AlAs-структур с квантовыми ямами.

Была выращена лазерная структура AlGaAs–GaAs с отдельным ограничением и переменным показателем преломления в области оптического ограничения. При этом в середину GaAs-области рекомбинации толщиной 140 Å вводился слой квантовых точек на основе InGaAs.

С помощью инжекционного возбуждения при 300 К впервые было получено лазерное излучение через состояния квантовых точек с пороговой плотностью тока меньше 1 кА/см² и дифференциальной квантовой эффективностью до 70 %.

В диапазоне температур 50–120 К наблюдалась температурная зависимость пороговой плотности тока с характеристической температурой $T_0 = 350$ К, что превышает теоретическое значение для лазеров на основе структур с квантовыми ямами.

PACS numbers: 72.90.+y

Бездиссипативная динамика электронов в наноструктурах

А.А. Горбачевич, В.В. Капаев, Ю.В. Копаев

Недавно в работах [1, 2] был предложен новый способ передачи и обработки информации, основанный на контролируемой передислокации электронных волновых функций $\psi(r, t)$ в наноструктурах. Такая передислокация прямо соответствует нужному типу преобразования информации. Носителем информации служит интегральная вероятность $|\psi(r)|^2$ в какой-либо области наноструктуры.

1. Передислокацию можно осуществлять электрическим напряжением, когда различным значениям напряжения соответствуют различные стационарные электронные состояния с необходимыми распределениями $|\psi(r)|^2$. Переход от одного распределения к другому (передислокацию) по заданному закону $\psi(r, t)$ можно осуществить адиабатическим включением напряжения $U(t)$, необходимую временную зависимость которого можно определить на основе отмеченной Л.Д. Ландау [3] аналогии адиабатического и квазиклассического приближений. Этот метод справедлив только для медленных передислокаций.

В обратном предельном случае ступенчатого включения напряжения, отвечающего новому стационарному состоянию с необходимым распределением $|\psi(r)|^2$, в соответствии с временным уравнением Шрёдингера возникают квантовые биения.

Новое стационарное состояние (прекращение биений) устанавливается лишь под действием диссипативных процессов. В результате процесс передислокации протекает достаточно медленно и сопровождается потерей электрической мощности и тепловыделением. При этом невозможно реализовать необходимый временной закон передислокации.

Можно ли сделать переключение быстрым (анти-адиабатическим) и бездиссипативным?

В настоящей работе показано, что отмеченная выше аналогия между временной и пространственной зада-

© А.А. Горбачевич, В.В. Капаев, Ю.В. Копаев 1995

чами, установленная Л.Д. Ландау [3] для адиабатического режима, может быть расширена. А именно, в случае, когда достаточно принимать во внимание только два электронных уровня, временная задача сводится к статической пространственной задаче рассеяния, в которой зависящему от времени электрическому напряжению соответствует потенциал, зависящий от пространственных координат.

Для последнего известно, что существуют безотражательные потенциалы. Резонансное туннелирование представляет собой частный случай такой ситуации. Таким образом, для определенной наноструктуры можно найти временной закон изменения напряжения, при котором квантовые биения отсутствуют, т.е. переход под действием изменяющегося во времени по заданному закону напряжения будет соответствовать монотонному переходу из одного стационарного состояния (в отсутствие напряжения) в другое стационарное состояние (с напряжением).

Показано, что "безотражательную" ситуацию (без квантовых биений) можно приближенно реализовать для двухуровневой модели двухступенчатым включением напряжения. При этом напряжение на первой ступени соответствует условию резонансного туннелирования, а длительность этой ступени равна половине периода квантовых биений в условиях резонанса. За это время происходит полная (из-за резонансного туннелирования) передислокация. Если в этот момент скачкообразно увеличить напряжение, инвертировав по сравнению с исходным случаем электронные уровни, то в меру удаленности от резонанса амплитуда квантовых биений будет малой.

В случае трехуровневой модели необходимо трехступенчатое включение напряжения, когда первая ступень соответствует резонансу между первым и вторым уровнями, а вторая — резонансу между вторым и третьим. Третья ступень, как и выше, необходима для увода уровней из резонанса, что обеспечивает малость биений.

Важный с точки зрения практической реализации результат состоит в том, что приблизительно такой же характер эволюции электронов удастся получить и при монотонно возрастающем во времени (например, линейно) напряжении, подбирая необходимый наклон и длительность.

Для трехъямной структуры удастся подобрать режим включения, когда концентрации электронов в крайних ямах в каждый момент времени сильно различаются. Такое поведение оказывается важным для реализации предложенного в [1, 2] квантового аналога системы комплементарных полевых транзисторов.

2. Нами рассмотрен и другой способ управления передислокацией электронов, а именно, под действием электромагнитного поля с частотой, соответствующей расстоянию между электронными уровнями энергии. Поскольку характерные размеры наноструктур составляют порядка 10^{-6} см, а расстояния между электронными уровнями энергии порядка 10^{-2} эВ, то поля с напряженностью $E \sim 10^3 - 10^4$ В см $^{-1}$ являются сильными. В этом случае удобным методом описания влияния поля на электроны является метод функций Флоке и представление квазиэнергий.

Предложен временной аналог модели Кронига–Пенни, когда вместо зависимости $E(t) = E_0 \cos \omega t$ рас-

сматривается периодическая по времени последовательность прямоугольных импульсов. Эта модель в случае двух уровней позволяет получать многие результаты аналитически. Для системы многих квантовых ям численное моделирование значительно упрощается по сравнению со случаем $E(t) = E_0 \cos \omega t$.

Удобно ввести понятие о зоне Бриллюэна, но не в импульсном, как для пространственно-периодических потенциалов, а в энергетическом пространстве. В зависимости квазиэнергий от амплитуды поля E_0 (или его частоты ω) характерными точками служат точки антикроссинга (расталкивания квазиэнергий при сближении) и кроссинга (пересечения квазиэнергий). В случае симметричных систем точки антикроссинга соответствуют резонансу с нечетным числом фотонов (осцилляции Раби в пределе слабого поля), а точки кроссинга — четному числу фотонов.

Если параметры электронной системы и поля соответствуют точкам кроссинга, то имеет место эффективное подавление туннелирования между квантовыми ямами, т.е. передислокация подавляется. Обратная ситуация имеет место для точек антикроссинга.

В случае слабого поля многофотонный резонанс при нечетном числе фотонов соответствует осцилляциям с амплитудой вероятности, равной единице (осцилляции Раби) для переходов между двумя уровнями. При этом частота осцилляций определяется интенсивностью поля и оказывается много меньше частоты поля. Осцилляции в заполнении уровней отвечают периодической передислокации между ямами.

С ростом интенсивности поля частота осцилляций Раби возрастает и при сильном поле возникают осцилляции с единичной амплитудой на частоте поля и с заметной амплитудой на частотах, кратных ω . Поскольку при кратной частоте происходит передислокация электронов, то при той же частоте происходит изменение поляризации с дипольным моментом, пропорциональным размеру наноструктуры (порядка 10^{-6} см). Поэтому должна иметь место гигантская генерация высших гармоник.

Отметим, что подобная генерация возникает в случае слабого поля, когда система асимметричных квантовых ям имеет эквидистантные уровни и многофотонное поглощение происходит посредством этих уровней [4]. В сильном поле при многофотонном резонансе такие эквидистантные состояния эффективно наводятся полем, поскольку непосредственный физический смысл имеет квазиэнергия, которая определяется с точностью до произвольного числа энергий фотонов $\hbar\omega$ (аналогия с процессами переброса).

Задача о переходах между уровнями двухъямной структуры и связанной с этими переходами передислокации под действием поля аналогична задаче о многофотонной ионизации атома. В последнем случае имеет место переход из основного состояния в непрерывный спектр и уход электрона при ионизации в бесконечность. Поскольку вероятность многофотонной ионизации становится заметной лишь при достаточно большом поле, то при этом существенной оказывается ионизация за счет туннелирования.

В работе Л.В. Келдыша [5] показано, что при тех соотношениях между амплитудой поля и частотой, при которых период поля больше времени туннелирования через барьер (образуемый кулоновским потенциалом

атома и электрическим полем волны), основной вклад в ионизацию вносит туннелирование. В интересующем нас вопросе передислокации электронов между квантовыми ямами практический интерес представляет передислокация с вероятностью порядка единицы, т.е. в окрестности точек антикроссинга.

Для симметричной системы квантовых ям точкам антикроссинга на плоскости частота–амплитуда поля (ω , E_0) соответствует набор непрерывных кривых, характеризующихся числом фотонов в резонансе. Частота поля вдоль этих кривых монотонно возрастает с ростом амплитуды, что обусловлено монотонным увеличением расстояния между уровнями с ростом амплитуды, симметричным по отношению к знаку поля. В результате многофотонный вклад в передислокацию преобладает над туннельным, поскольку для симметричной системы условие резонансного туннелирования выполняется в отсутствие поля, а с ростом поля система удаляется от этого резонанса.

Для несимметричной системы, наоборот, резонансное туннелирование имеет место при конечном значении поля E_T и лишь при одном знаке поля. В другой же полувольтная система удаляется от условия резонансного туннелирования.

Важной особенностью при этом является различие в расстояниях между электронными уровнями в положительной и отрицательной полувольтных полях. Поэтому многофотонный резонанс, определяемый точками антикроссинга, имеет место только для дискретного ряда точек на плоскости частота–амплитуда, в которых отношение расстояний между уровнями в положительной и отрицательной полувольтных полях соответствует отношению целых чисел.

Отметим, что фотонный резонанс в положительной и отрицательной полувольтных полях соответствует разному числу фотонов. На плоскости (ω , E_0) существует область вблизи E_T , в которой набор точек антикроссинга соответствует минимумам по частотам, характеризующимся определенным числом резонансных фотонов для положительной и отрицательной полувольтных. В этой области преобладает резонансно-туннельный вклад в передислокацию.

Аналогичный дискретный набор точек на плоскости (ω , E_0) существует для условия кроссинга квазиэнергий, т.е. подавления передислокации.

Резкое изменение вероятности передислокации при переходе с изменением амплитуды или частоты поля от кроссинга к антикроссингу может быть использовано в элементах оптоэлектроники для преобразования электромагнитного сигнала в электрический.

Рассмотренные выше закономерности взаимодействия электромагнитного поля с электронами в квантовых ямах могут оказаться существенными для работы лазеров на межподзонных переходах.

Список литературы

1. Gorbatshevich A A, Kapaev V V, Kopaev Yu V, Kremlev V Ya *Physics of Low-dimensional Structures* **4/5** 57 (1994)
2. Горбачевич А А, Капаев В В, Копаев Ю В, Кремлев В Я *Микроэлектроника* **23** 17 (1994)
3. Ландау Л Д, Лифшиц Е М *Квантовая механика* (М.: Наука, 1974) § 53
4. Rosencher E, Bois P H *Phys. Rev. B* **44** 11315 (1991)
5. Келдыш Л В *ЖЭТФ* **47** 1945 (1964)

PACS numbers: **07.60.L**

Квазибаллистический квантовый интерферометр

А.А. Быков, З.Д. Квон, Е.Б. Ольшанский, А.Л. Асеев, М.Р. Бакланов, Л.В. Литвин, Ю.В. Настаушев, В.Г. Мансуров, В.П. Мигаль, С.П. Мощенко

Начиная с работы [1], исследования кольцевых электронных интерферометров ведутся уже несколько лет, в особенности после наблюдения осцилляций Ааронова–Бома в квазибаллистическом режиме, когда длина свободного пробега $l > L$ (где $L = \pi d_{\text{eff}}/2$) [2, 3].

Интерес к этим исследованиям вызван прежде всего тем, что электронный интерферометр является основой квантового интерференционного транзистора, использование которого позволит уменьшить мощность переключения на несколько порядков в сравнении с классическими транзисторами. На пути к созданию интерференционного транзистора уже возник ряд трудностей, вызванный главным образом подавлением интерференции флуктуационным потенциалом примесей и дефектов [4]. Одна из возможностей их преодоления — уменьшение размеров интерферометра.

Ниже сообщается об изготовлении и свойствах квазибаллистического электронного интерферометра с эффективным диаметром кольца $d_{\text{eff}} = 600\text{--}700$ нм и шириной проводящего канала $W < 20$ нм. Авторам не известны работы, в которых описывался бы интерферометр столь малых размеров. Благодаря таким размерам в созданном интерферометре удалось впервые реализовать одномодовый режим работы, а также наблюдать интерференцию краевых токовых состояний.

Описываемый интерферометр изготавливался с использованием техники электронной литографии и технологии реактивного ионного травления на основе 2D-электронного газа в гетеропереходе AlGaAs/GaAs с тонким спейсером, полученном методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Параметры 2D-электронного газа при $T = 4, 2$ К были следующими: поверхностная плотность электронов $N_S = (7\text{--}9) \cdot 10^{11}$ см⁻², подвижность $\mu = 10^5$ см² В⁻¹ с⁻¹. Это соответствует длине свободного пробега электронов $l = 1, 5$ мкм.

Отметим, что именно использование гетероперехода с тонким (3 нм) спейсером и, соответственно, высокой плотностью 2D-электронов позволило создать интерферометр с очень узкими проводящими каналами ($W < 20$ нм).

Электронная литография проводилась в растровом электронном микроскопе Stereoscan S-2A с использованием генератора изображения ELPHY-1. Интерферометр формировался на холловской мезаструктуре, полученной методом обычной фотолитографии, с шириной мостика 10 мкм и расстоянием между потенциометрическими контактами 100 мкм. Кольцо интерферометра создавалось экспонированием круга диаметром 400 нм, вокруг которого оставлялось кольцевое пространство шириной 200 нм, окантованное линиями шириной 200 нм.

После проявления изображения в электронном резисте проводилось реактивное ионное травление GaAs и

© А.А. Быков, З.Д. Квон, Е.Б. Ольшанский, А.Л. Асеев, М.Р. Бакланов, Л.В. Литвин, Ю.В. Настаушев, В.Г. Мансуров, В.П. Мигаль, С.П. Мощенко 1995